



特許願

優先権主張		
最先の出願国	出願日	出願番号
アメリカ合衆国	1973年9月17日	サ398,267号
(特許法第38条ただし(2)の規定による特許出願)		
昭和49年9月17日		

特許庁長官 斎藤英雄殿

1. 発明の名称

光ビーム用回折除去窓

2. 特許請求の範囲に記載された発明の数 6

3. 発明者

住所 アメリカ合衆国、ニューメキシコ州87544、
ロスアラモス、ズニ 101
氏名 オデイン ビイ・ジュンド (ほか1名)

4. 特許出願人

住所 アメリカ合衆国、コロンビア特別区20545、ワシントン(無番地)
ユナイテッド ステイツ アトミック エナージ コミッショ
氏名 代表者 ジェームズ イー・デニイ
(国籍) (アメリカ合衆国)

5. 代理人 千 104

住所 東京都中央区銀座8丁目12番15号
全国燃料会館709号室
氏名 (6704) 弁護士 尾股行雄 (ほか1名)
電話東京03(543)0036番(代表)

6. 添付書類の目録

- (1) 明細書 1 通
(2) 図面 1 通
(3) 願書副本 1 通
(4) 委任状および訳文 1 通
(5) 優先権証明書および訳文 1 通

明細書

1. 発明の名称

光ビーム用回折除去窓

2. 特許請求の範囲

(1) レーザ・ビームをそこに通過させることによつて該レーザ中の中心部の強さの変動を引起す回折を除去するようにした窓において、該窓は実質的に円形な周辺を有し、該周辺に選択的に分布させた該窓の直径に比べて小さい複数の振動を設け、該振動によつて該窓を通過するビームを横切る強さの分布に影響を及ぼし、中心部の強さの極大値を引起す回折を該振動に応じて除去あるいは抑制することを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

(2) 前記特許請求の範囲第(1)項記載の窓において、前記振動が周期的であることを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

(3) 前記特許請求の範囲第(1)項記載の窓において、前記振動が不規則形状であることを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

① 日本国特許庁

公開特許公報

①特開昭 50-57646

④3公開日 昭50.(1975) 5.20

②特願昭 49-107075

②出願日 昭49.(1974) 9.17

審査請求 未請求 (全6頁)

庁内整理番号

7448 23

6952 23

⑤2日本分類

104 G0

104 A0

⑤1 Int.Cl²

G02B 5/00

(4) 前記特許請求の範囲第(1)項記載の窓において、前記振動がランダムなサイクルであることを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

(5) 前記特許請求の範囲第(1)項記載の窓において、前記窓の除去作用は、そこを通過したのちの該窓からのビーム距離に依存しフレネル数 $N = \frac{a^2}{\lambda r_0}$ (ここで a は該窓の平均半径、 λ はビーム中の光の波長、 r_0 は該窓からの距離) に従うことを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

(6) 前記特許請求の範囲第(5)項記載の窓において、フレネル数 N を $N \geq 20$ とすることによつて前記の強さの極大値を著しく減少せしめることを特徴とする光ビーム用回折除去窓。

3. 発明の詳細な説明

本発明は光ビーム用の窓、とくにこれを通過するビームに及ぼす回折効果を除去するための窓に関するものである。

光ビームあるいは他の形の電磁波の放射状の空間的ひろがり限定するために使用される普通の装置は、ビームの一部を円形の窓で切りと

るためのものである。窓から出るビームは空間的に限定されているが、しかし窓からの距離が増すにしたがいビームの幅の横方向には大きな強さの変動がおこる。円形の窓を通過するさいにビーム中でおこされる回折効果が強さの変動をひきおこすのである。この効果の特別な例は、一様に照らされた円形の窓によつておこる。ビームがこの円形の窓を通過したのち、強さの最高値がビームの中心に生じ、中心の周囲では強さが減少する。この強さの最高値はビームのこのりの部分の平均強さよりも4倍の大きさになることもあり得る。

多くの商業的あるいは科学的な利用においては、この強さのピークのような空間的な変動が最小の値になり、あるいは無くなるような、レーザービームのごとき光ビームを得ることが望まれている。このような要求は、自動集束がレーザー装置を破壊することのできるような高出力固体レーザーシステムにおいて特に適切なものである。

μの強さの輪廓が所定の基準にしたがつて制御されあるいは維持され得るということである。

本発明のもう一つの利点は、本発明によつて提供された窓が安価かつ効果的にレーザー媒体内の自動集束を防ぐことである。

本発明の他の目的および利点は、添附図に関する以下の説明から当業者には明白であろう。

第1図においてみられるように、マスク10は半径 a をもつ窓11を限定している。点Aは窓11の直「前」にありこれに平行な、すなわち光源と窓11の間にある平面を示す。点Bは窓11の直「後」にありこれに平行な平面を示す。点Cは窓11から距離 r_0 だけ下流にある平面を示す。点Cにおいて典型的には、 $r_0 = \frac{a^2}{30\lambda}$ となり、こゝで λ はビーム中の光の波長である。

さて第2A図、第2B図および第2C図を参照する。第2A図は、最初の点Aにおいて実質的に均一な照明の断面積をもつビームの輪廓を示す。第2B図は点Bにおけるビームおよび窓がその強さの輪廓上でもつ効果を示す。また第

本発明によれば、このような通過ビームの中心部および他の場所の強さの変動をおこす回折を除去するための窓で、光ビームとくにレーザービームを使用するのに適した窓が提供される。本発明の窓は実質的に円形であるが、その周囲に選択的に分布した複数列の摂動をもっている。摂動は前記の窓の直径に比較して小さく、かつ、強さの変動とくに中心部の強さの極大値を惹起する回折を抑制するように通過ビームに影響を与える。摂動は周期的あるいは非周期的であつてもよく、不規則あるいは規則的形状のもつてもよく、また大きさがランダムあるいは非ランダムであつてもよい。

本発明の一つの目的は、固体レーザーにおける自動集束によつておこる破壊を除去し、あるいは最小にすることである。

本発明のもう一つの目的は、ビームの幅を横切つて所定の望ましい強さの輪廓をもつ光ビームを提供することである。

本発明の一つの利点は、それによつて光ビー

2C図は、窓から r_0 の距離にある点Cにおけるビームの強さの輪廓を示す。こゝにある強さの極大値の量は、光線のビームの窓を通過した距離によつてきまる。

本発明によれば、円形の窓の周囲の中に摂動を含ませることにより、しかしまた平均の円度を維持することにより、円形の窓の中心部の強さの極大値を除去することができる。均一に照らされた窓に対しては、平均半径 a と最大振幅 ϵ をもつ円形の窓の周囲にあるいかなる周期的摂動でも、係数 $N\epsilon$ に比例する中心部の強さにおける減少をおこす。

フレネルの数 N は

$$N = \frac{a^2}{\lambda r_0}$$

で定義される。こゝに a は窓の半径、 λ は通過する光の波長、そして r_0 は窓を通過したビームの下つた距離である。また、もし m 個の等振幅の周期的摂動が窓の周囲上におかれているならば、強さの極大値は係数 ϵ^m だけ減少させられ

る。物理的には、この説明は、窓の周囲が不規則であればあるだけ、通過したビームの中心部の極大値における影響を一層多く除去することを意味する。

第3図は $m=2$ である窓の二次元図を示し、また第4図は m が1と10の間にある不規則な振動をもつ窓の二次元図を示す。第5図は m が11すなわち11の完全に周期的なサイクルをもつ窓の二次元図を示す。第6図は第5図の窓の平面Aを通る断面の輪廓を示す。

中心部および極大値の強さを窓の不規則性の関係としての定量的評価を数学的に導き出すことができる。この問題は、通常の近軸波動方程式を解くことよりもむしろ回折理論に関するキルヒホッフの積分方程式によつて発明者が手がかりをつけた。これは分析表現が後者の方法により一層都合よく導き得るように思われるからである。

この計算においてはベクトル回折理論に対するスカラー理論の通常の近似および仮定が採用

されており、すなわち窓の半径 a は光の波長よりも非常に大きく、また窓からの距離 r_0 も $\frac{a^2}{r_0} \ll 1$ である程十分に大きい。この条件は大ていの実際の応用に対して十分満足されるから、キルヒホッフの積分方程式はこの問題を取扱うための有効な方法である。

限定的な意味でなく単なる例として、我々はこの、(1) 均一の照度をもつ窓、および(2) 窓のガウス照度に対する軸上の強さの計算を取扱うことにしよう。本発明によれば、この理論は照明光源の有限曲率および空間的ビームの発散を含めるように拡張することができる。本発明はまた、具体化に影響を及ぼす相ならびに振幅の双方をもつ傾斜した窓にも応用することができる。

この分析の結果は、1部第7図に要約されており、もし a の0.1倍のオーダーの振幅をもつ窓の周囲に振動が設けられるならば、 $N \geq 20$ に対して軸上の強さの極大値をいちじるしく除去することができることを示している。振動の不

規則の程度が大きくなればなるほど、達成される除去の程度もそれだけ大きくなる。本発明による不規則な窓が容易に製作することができること、また本発明による不規則な窓は、窓を通過する光ビームにおける回折効果によつて導入される強さの空間的変動を減少させるための簡易な装置を示すことも、当業者により認識されるであろう。

キルヒホッフ積分方程式による回折理論

強さの分布 $F(\rho, \theta)$ をもつ任意の窓に対する第1図を参照して、極座標 w および β をもつ観察点 P における強さは、窓における各点 ρ および θ からの寄与を仮定することによつて得られる。点 P における電界は

$$E \propto \iint F(\rho, \theta) e^{ikr(\rho, \theta)} \rho d\rho d\theta \quad (1)$$

である。本問題の幾何学的関係により

$$r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + r_0^2 \quad (2)$$

$$r'^2 = x'^2 + y'^2 + r_0^2 \quad (3)$$

となる、こゝで r_0 は窓の平面から観察する平面までの垂直距離である。第1図および(2)式およ

び(3)式から

$$r = r' \left[1 + \frac{\rho^2}{r'^2} - 2\rho \frac{w \cos(\theta + \beta)}{r'^2} \right]^{1/2} \quad (4)$$

が得られる。我々は今 $\rho^2/r'^2 \ll 1$ および $\rho w/r'^2 \ll 1$ と仮定する、したがつて、(4)式は

$$r = r' + \frac{\rho^2}{2r_0} \cos \gamma - \rho \sin \gamma \cos(\theta + \beta) \quad (5)$$

となる、こゝに我々は $r_0 = r' \cos \gamma$ および $w = r' \sin \gamma$ という関係式を使用する。

観察点は角度 α および β によつて完全に規定される。軸対称のためには、 r だけが規定されればよい。

(1)式で与えられた電界は次の形に書くことができる、

$$E \propto \frac{e^{ikr'}}{r'} \iint F(\rho, \theta) e^{if(\rho, \theta)} \rho d\rho d\theta \quad (6)$$

こゝに

$$f(\rho, \theta) = \frac{k\rho^2}{2r_0} \cos \gamma - k\rho \sin \gamma \cos(\theta + \beta) \quad (7)$$

である。(6)式および(7)式はこの断面における作

用方程式で、当業者にはよく知られている。我々は先ず窓の均一な照明、したがって $F(\rho, \theta) = 1$ であることを仮定している。我々はまた便宜のために伝播係数 e^{ikr}/r をとりはずし、必要になつたとき再び挿入することにする。

ベッセル関数の恒等式

$$e^{i\Gamma \sin \theta} = \sum_n J_n(\Gamma) e^{in\theta} \quad (8)$$

を使用すると、(6)式および(7)式は次の形に書くこともできる。

$$E \propto \sum_n \int_0^{2\pi} \int_0^a e^{i[k\rho^2/2r_0] \cos r} J_n(k\rho \sin r) e^{in\theta} \rho d\rho d\theta \quad (9)$$

フラウンホーファアの回折

(9)式の有効性を検査するために、我々は均一に照明された円形の窓について、遠い電界の領域における解を求める。 θ についての積分は、ベッセル関数についての和を単一项 $n=0$ まで合成し縮少することによつて直接実施することができる。 $r_0 \rightarrow \infty$ の極限において、このころのは次の積分である。

半径は一定値であるという仮定をとりのぞき、これを θ の関数と考える。これらの条件の下で、(9)式は次の形に書くことができる、

$$E \propto \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\frac{ka^2(\theta)}{2r_0}} e^{ix} dx \quad (13)$$

$$\propto \int_0^{2\pi} [e^{ika^2(\theta)/2r_0} - 1] d\theta \quad (14)$$

非対称的な窓

我々は今、窓の半径上に任意の摂動を仮定する。摂動は一般的フーリエの式で表わすことができる。

$$a(\theta) = a \left[1 + \sum_m \epsilon_m \sin m\theta \right] \quad (15)$$

こゝに、 a は窓の平均半径である。窓のフレネルの数を

$$N = \frac{a^2}{\lambda r_0}$$

と定義すると、(14)式は次のような形

$$E \propto \int_0^{2\pi} [e^{i\pi N (1 + \sum_m \epsilon_m \sin m\theta)^2} - 1] d\theta \quad (16)$$

$$E \propto \int_0^a J_0(k\rho \sin r) \rho d\rho \quad (10)$$

次の関係式、つまり

$$\frac{d}{dx} [x^{n+1} J_{n+1}(x)] = x^{n+1} J_n(x) \quad (11)$$

を使用し、またいくつかの常数をはずすと

$$E \propto 2 \frac{J_1(k\alpha \sin r)}{k\alpha \sin r}$$

が得られる。 $|E|^2$ で定義される強さは

$$I = I_0 4 \left[\frac{J_1(k\alpha \sin r)}{k\alpha \sin r} \right]^2 \quad (12)$$

となり、こゝに I_0 は軸上の強さ ($r=0$) である。これは遠い電界におけるエアリのパターンである。

フレネルの回折

回折のパターンは一定の r_0 について考慮される。一般的数値を決める式(9)では、我々は軸 r_0 上における強さを論じている。この場合には $r=0$ であり、またのこつていゝ唯一のベッセル関数は $n=0$ である。この点においては、窓の

と書くことができる。

我々は今、すべての ϵ_m が $\epsilon_m < 1$ であると仮定し、指数における括弧をひろげる。ベッセル関数の恒等式を(8)式に使用すると

$$E \propto \int_0^{2\pi} [e^{i\pi N \sum_n \prod_m J_0(2\pi N \epsilon_m) e^{inm\theta}} - 1] d\theta \quad (17)$$

が得られる、こゝで積はすべてのフーリエの項について行われる。積分を実施した結果として次式による電界が得られる、すなわち

$$E \propto [e^{i\pi N \prod_m J_0(2\pi N \epsilon_m)} - 1] \quad (18)$$

適当な常数を再度挿入し、また \bar{I} を窓を横切つての平均ビーム強さと定義すると、軸上における強さは

$$I = \bar{I} [(\prod_m J_0(2\pi N \epsilon_m))^2 + 1 - 2 \prod_m J_0(2\pi N \epsilon) \cos N\pi] \quad (19)$$

によつて与えられ、そしてこれが希望した結果である。

完全に円形の窓の場合、すなわち $\epsilon_m \rightarrow 0$ の場

合には、(19)式は

$$I = 4 \bar{I} \sin^2 \frac{N\pi}{2} \quad (20)$$

となる。(20)式は、フレネルの回折領域における軸上の強さは、フレネル数の奇数および偶数においてそれぞれ最大値および最小値を示す。これが、均一に照明された円形の窓の結果生ずる中央部の回折極大値の特徴的な挙動である。

円でない窓の効果を研究するために、我々は $2\pi N\epsilon \gg 1$ と仮定する。 $J_0(x)$ に対し漸近的な形を使用すると(19)式は

$$I = \bar{I} \left[1 - \frac{\pi}{m} \sqrt{\frac{4}{\pi N \epsilon_m}} \cos(2\pi N \epsilon_m) - \pi/4 \cos N\pi \right] \quad (21)$$

となる。(21)式においては、 $\pi N \epsilon_m \rightarrow \infty$ となるにつれて、軸上の強さの振動的挙動は消える。自動集束系という見地からは、平均値を超える強さのどんな極大値をも最も小さくしたいものである。完全な円対称に対しては、(21)式は、この最高値は平均値の4倍にもなり得ることを示している。本発明によると、窓における不規則性

の存在がこの係数を減少させることになる。この減少の量は、どれか1つのフーリエ項によつて生ずるものであるが、我々が I_{\max}/\bar{I} の値を、標準化したフレネル数 $\pi N \epsilon_m$ に対してプロットした第7図からこの減少量を計算することができる。

第7図は明らかに、強さの変動におけるいちじるしい減少が $\epsilon_m = \frac{10}{\pi N} \approx \frac{3}{N}$ の量の不規則性で得られたものであることを示している。フレネルの数20においては、この値は半径の変動について15%となるが、この値は実用上容易に得られるものである。強さの変動を66%から20%に減少させるためには、 $\pi N \epsilon_m$ をかなり大きく増加させる。多くの決つた振幅のフーリエ項の強さの振動的挙動に及ぼす影響が減少係数の積として入ってくるから、振動が不規則であればあるだけ、振動する強さの挙動がそれだけ少さくなる。各々の不規則性のフーリエ項は同じ減少係数を提供する。

軸上の強さの振動的な変動は、均一な照度を

もつ窓に対して最も大きくなる。我々は今均一でない窓照度の場合を考慮する。

ガウスの照度

この場合に対しては、我々は光源の分布が次式の形、すなわち

$$F(\rho, \theta) = e^{-\frac{\rho^2}{b^2}} \quad (22)$$

であると仮定する。この式を(9)式中に代入すると、前のNの結果については

$$N \rightarrow N + \frac{i}{\pi} \frac{a^2}{b^2} \quad (23)$$

で置換されたNを得られる。

円形の窓の限界においては、(20)式は

$$I \propto \left[\left(1 - e^{-\frac{a^2}{b^2}} \right)^2 + 4e^{-\frac{a^2}{b^2}} \sin^2 \frac{N\pi}{2} \right] \quad (24)$$

となる。 $\frac{a^2}{b^2} \rightarrow 0$ となるにつれて、均一な照度という結果が取戻される。逆の極限、つまり $\frac{a^2}{b^2} \rightarrow \infty$ においては、ビームは、窓を「見る」ことができず、またNに従属することなくなる。

非円形の窓は次の置換によつて得られる、

すなわち(19)式および(21)式において、

$$J_0(x) \rightarrow e^{-\frac{a^2}{b^2}} J_0(x) \quad (25)$$

その結果は、 $\pi N \epsilon$ の値が、前に導いた表現において

$$\pi N \epsilon \rightarrow \pi N \epsilon e^{\frac{2a^2}{b^2}} \quad (26)$$

となることである。

本発明の種々の特徴および利点は、これまでの説明で明確にされたと考えられる。けれども、とくに挙げられていない他の種々の特徴および利点は、図示された好適な実施態様の多くの変更および変形と同様に、当業者に容易に理解されるであろう。そしてこれらすべてのものは、特許請求の範囲に規定された発明の精神および範囲から逸脱することなく達し得るものである。

4. 図面の簡単な説明

第1図は光源の正面におかれたマスクにある円形の窓を示す。第2A図、第2B図、および第2C図は、第1図の窓を通過するビームの断

面積の、それぞれ点 A, B および C における強さの形を示す。第 3 図は本発明による窓を示す。第 4 図は本発明による別の窓を示す。第 5 図は本発明によるまた別の窓を示す。第 6 図は第 5 図の窓のためのマスクの断面図を示す。第 7 図は軸上の強さの極大値を標準化されたフレネル数 ($\pi N \epsilon_m$) に対する関数として示したものである。

10 … マスク、11 … 窓、a … 窓の平均半径、
 λ … ビーム中の光の波長、 r_0 … 窓からの観察点までの距離、 ϵ … 半径の最大振幅、N … フレーネルの数。

特許出願人 ユナイテッドステイツ アトミック
 エナジー コミッション

代理人 尾 股 行 雄

同 一 色 健 輔

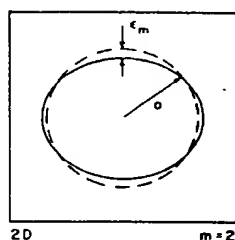


図 3

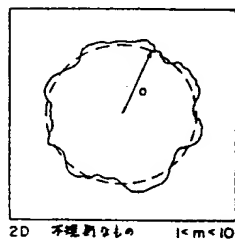


図 4

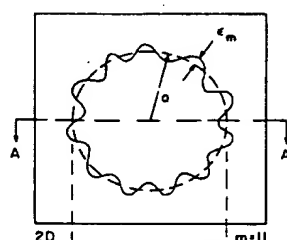


図 5

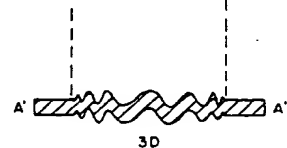


図 6

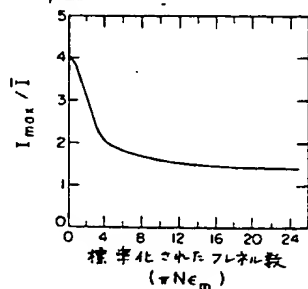


図 7

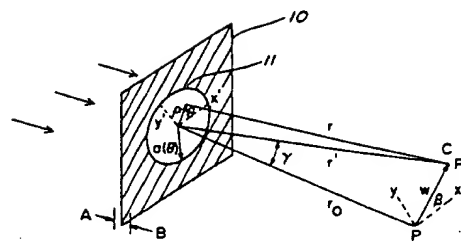


図 1

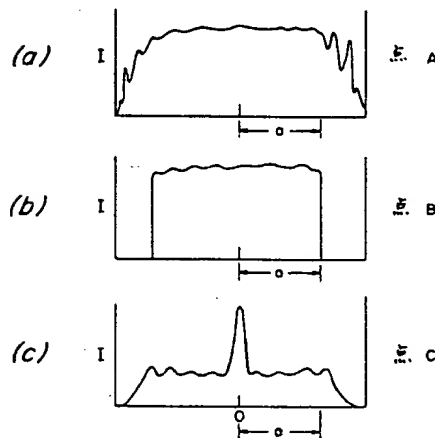


図 2

7. 前記以外の発明者、代理人

(1) 発 明 者

住所 アメリカ合衆国、ニューメキシコ州 87544、

ロスアラモス、ビーチ 1967

氏名 バーゲン アール、サイダム

(2) 代 理 人

住所 東京都中央区銀座 8 丁目 12 番 15 号

全国燃料会館 709 号室

氏名 (7128) 井理士 一 色 健 輔